

В роботі в аналітичному вигляді отримано коефіцієнти перетворення по потужності поля пучка дифракційного випромінювання в поле резонансного коливання. При цьому в площині спряження спостерігаються одночасно і зміщення і злам осі пучка випромінювання відносно осі резонатора. Можливості даного підходу продемонстровано на прикладі генераторів з одним, двома і трьома електронними потоками. Врахування втрат на перетворення в генераторах дифракційного випромінювання дозволяє більш точно розрахувати коефіцієнт корисної дії генератора.

УДК 535.4.

А.С. Сисоєв,
канд. фіз.-мат. наук
*Харківська національна
академія міського
господарства.*

ВТРАТИ НА ПЕРЕТВОРЕННЯ В ГЕНЕРАТОРАХ ДИФРАКЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Відмінною рисою генераторів дифракційного випромінювання від інших генераторів надвисоких частот (НВЧ) є те, що перетворення кінетичної енергії електронного потоку в НВЧ енергію коливання відкритого резонатору відбувається через дифракційне випромінювання електронного потоку, що власне і відбито у самій назві таких генераторів.

Апроксимуючи поле дифракційного випромінювання електронного потоку хвильовим пучком, для розрахунків втрат на перетворення в генераторах дифракційного випромінювання ми приходимо до задачі про зв'язок між падаючою хвилею і хвилями квазіоптичної системи в загальній постановці, коли у площині спряження полів одночасно спостерігаються зміщення падаючого хвильового пучка і злам на певний кут відносно осі квазіоптичної системи (рис.1). Саме до такої задачі приводить задача збудження дифракційним випромінюванням електронного потоку відкритого резонатору генератора дифракційного випромінювання (рис.2).

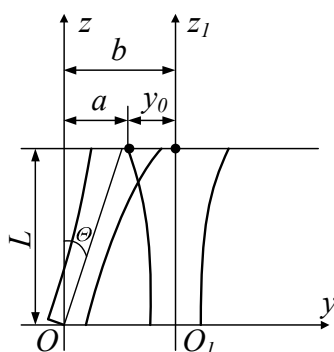


Рис. 1

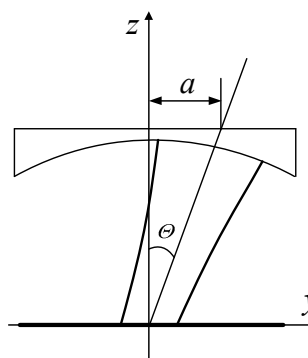


Рис. 2

Напрямок дифракційного випромінювання визначається співвідношенням між швидкістю електронного потоку, довжиною хвилі і періодом дифракційної ґратки, що нанесена на плоскому дзеркалі відкритого резонатору.

Для простоти будемо розглядати двохмірний випадок. Поле відкритого резонатора у площині спряження $y = L$ визначається формулою

$$\Psi_n(y) = a_n H_n(\sqrt{2} \frac{y}{w}) \exp(-\frac{y^2}{w^2} + i \frac{ky^2}{2R_1}) \quad (1)$$

де $H_n(y)$ - поліном Ерміта n -го порядку, w_I - радіус плями поля резонатора, R_I - радіус кривини резонансного коливання у площині спряження

$$w_I = w_{0I} \left(1 + \frac{L^2}{A_{0I}^2}\right) \quad R_I = L \left(1 + \frac{A_{0I}^2}{L^2}\right) \quad A_{0I} = \frac{kw_{0I}^2}{2}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda},$$

w_{0I} - радіус плями поля резонансного коливання на плоскому дзеркалі. По заданих параметрах відкритого резонатора - радіуса кривини R_I дзеркала і відстані L між дзеркалами знаходяться параметри A_{0I} , w_{0I} , w_I

Координата $y = a$ визначає центр плями поля пучка дифракційного випромінювання у площині спряження, кут θ - нахил осі пучка відносно осі Oz , $\mu = \sin^2 \theta$. При невеликих кутах відхилення осі пучка дифракційного випромінювання від осі Oz , коли $\mu^2 \ll 1$, поле хвильового пучка дифракційного випромінювання у площині спряження $z = L$, тобто у площині верхнього дзеркала резонатора, визначається формулою

$$\Psi_m(y) = a_m H_m \left(\sqrt{2} \frac{y-a}{w} \right) \exp \left(-\frac{(y-a)^2}{w^2} + \frac{ik(y-a)^2}{2R} + ik\mu y \right) \quad (2)$$

де параметри w і R визначають радіус плями поля радіус кривини хвильової поверхні пучка в площині спряження

$$w = w_0 \left(1 + \frac{L^2 + a^2}{A_0^2}\right) \quad R = \sqrt{L^2 + a^2} \left(1 + \frac{A_0^2}{L^2 + a^2}\right)$$

$$A_0 = \frac{kw_0^2}{2}, \quad k = \frac{\omega}{c} - \text{хвильове число у вакуумі.}$$

Відстань між центрами плям поля пучків дифракційного випромінювання і резонансного коливання $y_0 = a - b$.

Функції (1) і (2) розподілу полів нормовані таким чином, що потужність, яка переноситься кожною хвилею, дорівнює одиниці.

Коефіцієнти зв'язку C_{nm} між m -м хвильовим пучком дифракційного випромінювання і n -м коливанням резонатора визначаються формулою

$$C_{nm} = \int_S \Psi_m(y) \Psi_n^*(y) dy \quad (3)$$

В формулі (3) потрібно інтегрувати по апертурі верхнього дзеркала, протилежного тому, над яким пролітає електронний потік. Однак з огляду на те, що функції $\Psi_n(y)$ є такими, що швидко зменшуються, інтегрування в формулі (3) можливо поширити на необмеженість.

У подальшому ми зупинимося тільки на найбільш важливому для практики випадку основних видів пучків ($n=0, m=0$), для яких коефіцієнт перетворення η по потужності, який визначає частину потужності, що переходить з дифракційного випромінювання у резонансне коливання, визначається формулою

$$\eta = /C_{00} /^2 / \delta /^2 \eta_1 \eta_2 \eta_3 \quad (4)$$

де δ - коефіцієнт зв'язку між основними типами хвильових пучків ($n=0, m=0$) дифракційного випромінювання і коливання резонатора при відсутності зміщення ($y_0=0$) і зламу ($\theta=0$)

$$\delta = (2/qww_1)^{1/2} \quad (5)$$

$$q = \frac{1}{w^2} + \frac{1}{w_1^2} - ik\left(\frac{1}{2R} - \frac{1}{2R_1}\right)$$

η_1 — коефіцієнт перетворення тільки при наявності зміщення

$$\eta_1 = \exp\left(-2\frac{y_0^2}{B}\left(\frac{1}{w^2}\left(\frac{1}{A^2} + \frac{1}{R_1^2}\right) + \frac{1}{w_1^2}\left(\frac{1}{A^2} + \frac{1}{R^2}\right)\right)\right) \quad (6)$$

η_2 - коефіцієнт перетворення тільки при наявності зламу на кут θ

$$\eta_2 = \exp\left(-2\frac{\mu^2}{B}\left(\frac{1}{w^2} + \frac{1}{w_1^2}\right)\right) \quad (7)$$

η_3 — перехресний коефіцієнт при одночасній наявності зміщення і зламу

$$\eta_3 = \exp\left(4\frac{y_0\mu}{B}\left(\frac{1}{w_1^2 R} + \frac{1}{w^2 R_1}\right)\right) \quad (8)$$

$$B = \left(\frac{1}{A} + \frac{1}{A_1}\right)^2 + \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_1}\right)^2$$

$$/ \delta /^2 = \frac{2}{\sqrt{AA_1B}} \quad A = \frac{kw^2}{2}, \quad A_1 = \frac{kw_1^2}{2}$$

Формули (6), (7) співпадають з аналогічними роботи [1]. З формул (6) – (8) видно, що одночасна наявність зміщення a і нахилу θ збільшує втрати на перетворення порівняно з випадком таких же зміщень і зламів окремо. Це збільшення описується перехресним множником η_3 .

Зміщення y_0 плями поля випромінювання відносно плями квазіоптичної лінії можливо представити у вигляді

$$y_0 = a - b = (\gamma - \gamma_0)L$$

де

$$\gamma = a/L = \operatorname{tg}\theta, \quad \gamma_0 = b/L.$$

Для генераторів дифракційного випромінювання з одним електронним потоком і з сфероїдальним дзеркалом з головними радіусами кривини R_{Ix} - в площині xOy і R_{Iy} - в площині yOz , а параметри $b = 0$, $y_0 = a$, $\gamma_0 = 0$. Коефіцієнт перетворення по потужності хвильового пучка дифракційного випромінювання у поле власного резонансного коливання при цьому визначається формулою

$$\eta = \eta_x \eta_y \quad (10)$$

$$\eta_x = / \delta_x / ^2, \quad \eta_y = / \delta_y / ^2 \eta_1(y_0) \eta_2(\mu) \eta_3(y_0, \mu)$$

Індекси x і y у формулі (10) вказує на те, що у формулах для δ , D , B потрібно взяти параметри у відповідній площині, η_x має зміст коефіцієнта перетворення в площині xOz , поперечної до електронного потоку, η_y - те ж саме тільки у площині yOz вздовж електронного потоку.

Для генератора з одним електронним потоком і подвійним сфероїдальним дзеркалом з відстанями b_1 і b_2 від осей резонаторів до осі системи, яка проходить крізь точку спряження сфероїдальних поверхонь, коефіцієнт перетворення має вигляд

$$\eta = \eta_x^{(1)} \eta_y^{(1)} + \eta_x^{(2)} \eta_y^{(2)} \quad (11)$$

Індекси 1 і 2 нумерують складові резонатори подвійного резонатора, індекс 1 відноситься до резонатору, для якого кут відхилення пучка дифракційного випромінювання $\theta > 0$, тобто по ходу електронного потоку. Тоді

$$y_{01} = L(\gamma - \gamma_{01}), \quad y_{02} = L(\gamma + \gamma_{02})$$

де y_{01} зміщення пучка випромінювання від осі першого резонатора, y_{02} - від осі другого резонатора. В формулі (11) перший доданок описує перетворення по потужності у поле 1-го резонатора, другий – у поле 2-го резонатора

$$\eta_x^{(j)} = / \delta_x^{(j)} / ^2 \quad (j=1,2,3)$$

$$\eta_y^{(j)} = / \delta_y^{(j)} / ^2 \eta_1^{(j)} \eta_2^{(j)} \eta_3^{(j)}$$

Для резонатора з $j = 1$ залишаються такими ж, що були раніше, для $j = 2$ в параметрах резонатора індекси 1 потрібно замінити на індекс 2.

Для генератора з двома електронними потоками симетрично розташованими на відстані x_0 від площини yOz коефіцієнт перетворення у площині xOz визначається формулою

$$\eta_x = 2 / \delta_x / ^2 \eta_1(x_0) \quad (12)$$

а коефіцієнт η_y залишається таким, як і для генератора з одним електронним потоком.

Для резонатора з трьома електронними потоками у якого крайні потоки зміщено на відстань x_0 від площини $yo\zeta$

$$\eta_x = \delta_x^2 / (1 + 2\eta_1(x_0)) \quad (13)$$

де параметр η_y залишається таким як і для генератора з одним потоком.

Параметри хвильового пучка дифракційного випромінювання у площині спряження визначаються формулами

$$w^2 = w_0^2 \left(1 + \frac{L^2(1+\mu^2)}{A_0^2}\right), \quad R = L\sqrt{1-\mu^2} \left(1 + \frac{A_0^2}{L^2(1+\mu^2)}\right)$$

де $A_0 = kw_0^2/2$. Параметр w_0 визначається по діаграмі спрямованості дифракційного випромінювання електронного потоку

$$w_0 = \lambda / \pi\theta_e$$

де θ_e - кутова ширина амплітудної діаграми спрямованості на рівні $1/e$.

Результати розрахунків коефіцієнта перетворення, як функції параметра відхилення μ , для генератора з одним електронним представлені на рис. 3.

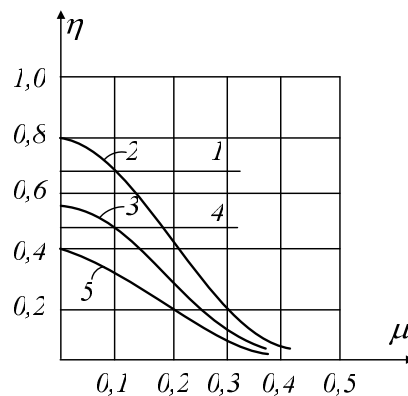


Рис. 3

$$1 - \eta_x (A_x = 7), \quad 2 - \eta_y (A_y = 12), \quad 3 - \eta (A_x = 7, A_y = 12), \quad 4 - \eta_x (A_x = 3), \\ 5 - \eta (A_x = 3, A_y = 12)$$

Як видно з графіків рис.3 коефіцієнт перетворення швидко зменшується з збільшенням кута відхилення θ пучка дифракційного випромінювання від осі резонатора. Половинне зменшення досягається при $\mu \approx 0.2$.

Література

1. Котельник Х. Квазіоптика; «Мир», 1966.
2. Козане А., Флере Ж., Оптика і зв'язок «Мир», 1984.
3. Шестопапов В.П. Фізичні основи міліметрової і субміліметрової техніки. Т.2. Джерела. елементарна база. Радіосистеми. «Наукова думка». 1985.

ПОТЕРИ НА ПРЕОБРАЗОВАНИЕ В ГЕНЕРАТОРАХ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.С. Сысоев

В работе в аналитическом виде получены коэффициенты преобразования по мощности поля пучка дифракционного излучения в поле резонансного колебания. При этом в плоскости сопряжения наблюдается одновременно и смещение и излом оси пучка излучения относительно оси резонатора. Возможности данного подхода продемонстрированы на примере генераторов с одним, двумя и тремя электронными потоками. Учет потерь на преобразование в генераторах дифракционного излучения позволяет более точно рассчитать коэффициент полезного действия генератора.

LOSSES ON TRANSFORMATION IN THE DIFFRACTION RADIATION GENERATORS

A.S. Sysojev

In the result of work an analytic form of transformation force index of beam radiation diffraction in power field of resonance undulations was received. At this time the simultaneous displacement and break of radiation beam axis comparatively to resonator axis in the field of mating is observed. The possibilities of this approach are demonstrated on the example of generator with one, two and three electronic flows. Taking into account losses while generator transformations of diffraction radiation give an opportunity to calculate the index of generator's useful action.